

分散フラット／減少ファイバーを用いた広帯域 スーパーコンティニウム(SC)スペクトルの発生機構に関する検討

材料・化学系（材料物性工学科） 曾根 宏靖

1 緒言

近年の IT 革命による Internet の急速な普及に伴って、情報伝送速度のより高速化、大容量化が要求されている。そのために、光領域で信号処理を行う光時分割多重(TDM)や光波長分割多重(WDM)が注目されている。このようなテラビットネットワークの構築に向けて超広帯域パルス光源の開発が必須である。最近、光ファイバーのような透明媒質を高強度短光パルスで励起するとその出射パルスが超広帯域スペクトルを示す現象は Supercontinuum(以下 SC と略)光として知られるようになった¹⁾。光ファイバーは、10 μm 程度の狭いコア領域に高強度の光が閉じこめられるために実効的に強度密度が高くなり、非線形光学効果現象の利用に適している。この光ファイバーを用いて発生した SC 光源を光波長領域でフィルタリングし、WDM 伝送実験が行なわれている^{2,3)}。特に、波長分散特性がフラットな特性を有する分散フラット／減少ファイバー(以下 DFDF と略)を用いれば、平坦性に優れた SC スペクトルが得られることが数値解析や実験により報告された⁴⁻⁷⁾。

最近、特殊構造のホトニックバンドギャップクリスタル(PCB)ファイバー⁸⁾やウエスト部を極端に細くした双方向テーパファイバー⁹⁾による SC 発生が報告されている。これらのファイバーは数 cm 程度の長さを持つが、光強度分布がクラッド直径数 μm 以下に閉じこめられ、自己位相変調(以下 SPM と略)などの非線形効果が増強されるため、SC 発生が起こると考えられている。また、短パルス光源からのレーザー光をハーフミラーと $\lambda/2$ 板により直交偏光パルスに 2 分割した後に偏波保持ファイバーの主軸に入射して、それぞれのパルス間の相互位相変調効果を利用することが提案された¹⁰⁾。今後は、これらの特殊な断面構造で且つ長手方向の波長分散特性が制御された光ファイバーによる出射スペクトルの白色化を考慮する必要がある。

これまで DFDF を用いた SC スペクトルを解析するのに、励起光波長近傍における誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering; 以下 SRS と略)効果の第一次近似を用いていた^{6,7)}。しかし、実際に発生する SC スペクトルはその有効範囲よりも広くなる。本報告では、誘導ラマン散乱効果をローレンツ関数モデル¹¹⁾で近似することにより数値解析を行った。また、DFDF を用いて SC 発生の予備実験⁷⁾も行い、この数値解析の妥当性を示した。さらに、入射パルス幅、ピークパワー特性、入射中心波長特性、DFDF の波長分散特性が SC スペクトルに及ぼす影響についても調べた。

2 SC スペクトルの解析原理

2. 1 分散フラット/減少ファイバー (DFDF)

図1に純粋石英と、本報告で検討している DFDF の波長分散特性を示す。この図において正の分散値は異常分散を示す。但し、波長分散 D [ps/km·nm] と k'' [s²/m] の関係は(1)式に記載した。また、図中の DFDF は光ファイバー両端と 2.184km 付近の零分散領域の波長分散特性曲線である。DFDF の波長分散特性は純粋石英に比べ、分散値の波長特性が入射中心波長付近かつ零分散付近で対称である。このことは SC 発生時におけるスペクトルが対称に広がる原因となる⁴⁾。入射中心波長における分散値をプロットした結果を図2に示す。また、DFDF の波長分散平坦性の目安を表す数値として、-1 ps/km·nm での波長幅 $\Delta\lambda_D$ を定義した。このファイバーでは $\Delta\lambda_D=180$ nm である。使用したファイバーは入射端において異常分散であり、2.184km 付近で零分散となり、出射端において正常分散になる⁷⁾。このような分散特性は図3、表1に示すような構造分散が最適に設計された W 型ファイバー等を用いて得られる¹²⁾。

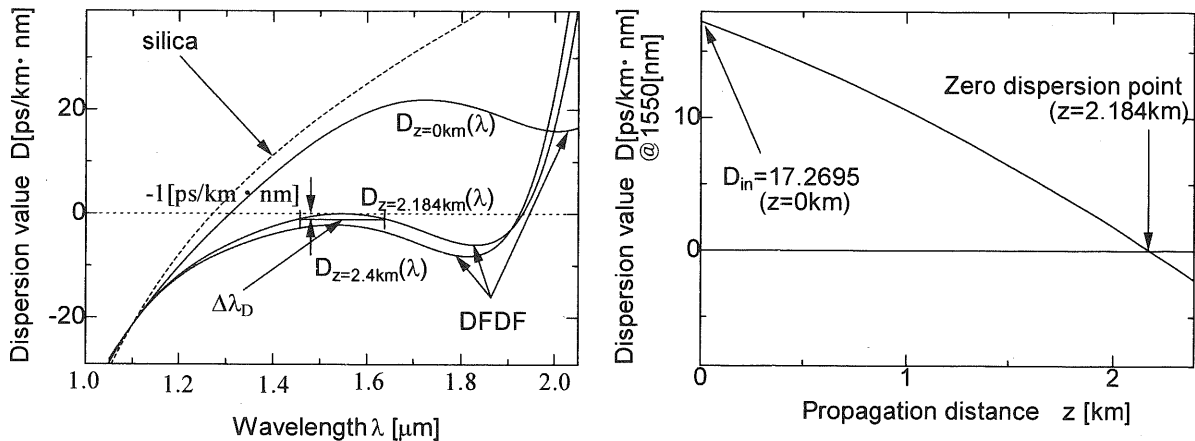


図1 silica および DFDF の波長分散特性モデル 図2 入射中心波長における分散値変動

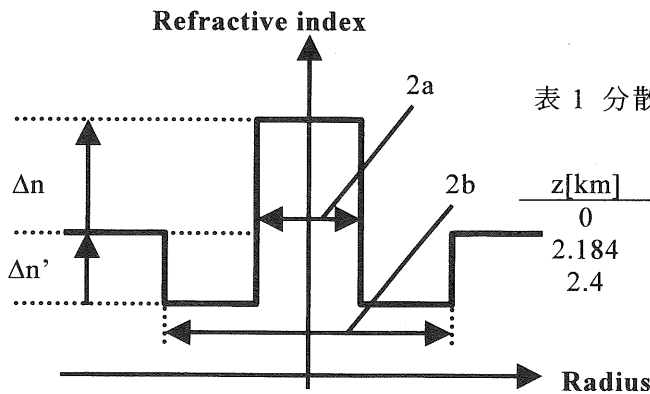


図3 W型ファイバーの屈折率プロファイル

表1 分散フラット/減少ファイバの距離方向変動
(文献[12]からの予測値)

z [km]	$2a$ [μ m]	b/a	$\Delta n + \Delta n'$	$\Delta n'$
0	7.3	1.5	6.3×10^{-3}	-6.3×10^{-3}
2.184	6.5	1.5	6.3×10^{-3}	-6.3×10^{-3}
2.4	6.4	1.5	6.3×10^{-3}	-6.3×10^{-3}

2. 2 伝搬方程式

本報告では 2.1 節、図 1 で示した分散特性を有する DFDF 中を中心波長 λ_0 が 1550nm、パルス幅 t_p は数 ps 程度、ピークパワー P_0 が数 W オーダーの sech^2 型 Transform limited(TL)光パルスが伝搬する時のスペクトル特性を議論する。ファイバー中を伝搬する光電場は搬送波周期に比べて十分緩やかに変化すると仮定し、(1)式に示す変形非線形 Schrödinger 方程式を用いて数値解析した¹³⁾。ここでは、波長分散が中心波長で零に近くなることを考慮して、波長分散項を 5 次まで含めた。また、波長依存損失、自己急峻化、SRS も考慮した。数値解析算出法には Split-Step Fourier (SSF) 法¹³⁾を用いた。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{i}{2!}\beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + \frac{1}{3!}\beta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial T^3} + \frac{i}{4!}\beta_4 \frac{\partial^4 u}{\partial T^4} - \frac{1}{5!}\beta_5 \frac{\partial^5 u}{\partial T^5} - \frac{\alpha}{2}u + iN^2 \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|u|^2 u) + F^{-1} \left[\chi_{RF} \left[|u|^2 \right] \right] u \right] \quad (1)$$

$$\begin{aligned} T &= t - k'_0 z \\ \beta_j &= k^{(j)} / (|k''_0| T_0^{j-2}) \quad (j = 2, 3, 4, 5) & D &= (-2\pi c / \lambda_0^2) k''_0 \\ N^2 &= \gamma P_0 T_0^2 / |k''_0| & \gamma &= n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}}) \end{aligned}$$

ここで、F、F⁻¹はフーリエ変換、逆変換を表す演算子である。また、パルスと共に移動する群速度座標系に変換するため T を定義した。 u は緩慢変化包絡線近似した複素電場振幅、 $k^{(j)}$ はファイバー伝搬中の分散変動値、 k''_0 はファイバー入射時の分散値である。 D は ps/km·nm 単位で表記される分散値であり、 c は真空中の光速、 λ_0 は入射中心波長を表す。 N はソリトン次数（基本ソリトンは 1）で γ は非線形係数、 P_0 は入射ピークパワー、 T_0 は入射パルス幅 ($= t_p / (2 \ln(1 + \sqrt{2})) \approx t_p / 1.763$, t_p : 半値全幅)、 n_2 は非線形屈折率、 ω_0 は中心角周波数、 A_{eff} は有効コア断面積を表す。(1)式の右辺の第 1~4 項は波長分散項で β_j は伝搬と共に変化する量である。第 5 項は波長依存損失 $\alpha(\lambda)$ による損失項、第 6 項括弧中の第 1 式は SPM 項、第 2 式は自己急峻化項、第 3 式は SRS 項を示している。発生する SC スペクトル幅が励起光波長近傍における第 1 次近似有効範囲よりもはるかに広がるため、ラマン感受率から求められるラマン散乱項 χ_R として(2)式のようにローレンツ関数モデルで近似した¹¹⁾。

$$\chi_R(\Omega) = \frac{\chi_0(\Omega_R \Gamma_R)}{\Omega_R^2 - \Omega^2 - i\Gamma_R \Omega} \quad (2)$$

$$\Omega = (\omega - \omega_0) T_0$$

ここで、 χ_0 はファイバー材料などによって決まる定数(=0.055)、 Ω_R は規格化ラマンシフト(=13.2THz \times $2\pi T_0$)、 Γ_R は規格化ラマン利得スペクトルの線幅(=15.44THz \times $2\pi T_0$)である。

3 厳密な数値解析

3.1 誘導ラマン散乱(SRS)効果の関数化

従来はこのDFDFによるSC発生を解析するのに、SRS項として(2)式を励起光波長近傍でテーラー級数展開して第一次(直線)近似した値($\sim 3\text{fs}$)を使用していた^{6,7)}。本報告では、このSRS効果をローレンツ関数にモデル化¹¹⁾したSC発生の数値解析を行った。図4の上図に直線近似および関数モデルのSRS項の実数部と虚数部を示す。図4の下図に2.1節で述べた特性を持つファイバー($n_2=3 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ 、 $A_{\text{eff}}=50 \mu\text{m}^2$)に中心波長1550nm、パルス幅3.5ps、ピークパワー2.3Wの sech^2 型のTL基本ソリトンパルスを入射したときのSRS項を関数モデル化¹¹⁾した場合(実線)と直線近似した場合(破線)のSC発生例を示す。このSC発生スペクトルでは直線近似の適用できる波長範囲を超えており、より厳密な解を得るにはSRS項の関数モデル化が必要である。

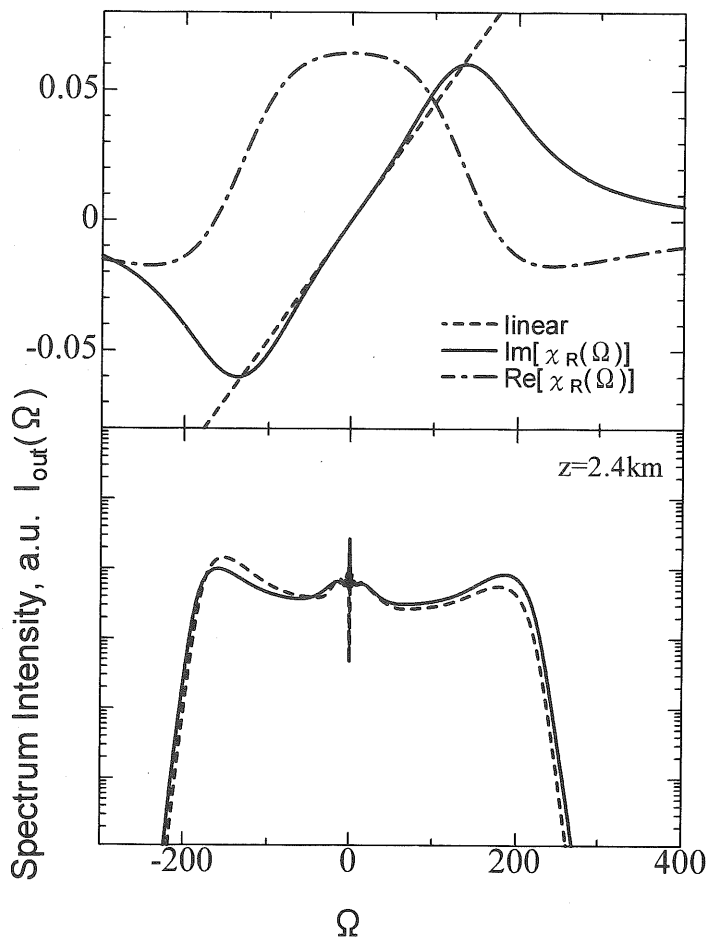


図4 線形近似および関数方程式のSRS項の実数部と虚数部、及び数値解析結果

3. 2 SC 発生過程

2.1 節で述べた特性を持つ DFDF に 3.1 節で詳述したパラメーターの sech^2 型の TL 基本ソリトンパルスを入射した場合の SC 発生過程の数値解析例を図 5 に時間パルス、図 6 にスペクトルを示す。

分散減少ファイバーおよび分散フラットファイバーを用いた SC 発生の機構は(i)断熱ソリトン圧縮によるピークパワーの増大、(ii)正常分散域におけるスペクトル広帯域化の 2 段階にわけて考えられる⁶⁾。このことは DFDF を用いた場合にも概ね適用できる。すなわち、伝搬方向に沿って分散値が減少することで断熱的なソリトン圧縮が起こり、時間パルスは次第に時間幅を狭める。それに伴いピークパワーが増大し、SPM などの非線形光学効果が支配的となる。このことは、図 5 の 2.15km 付近におけるソリトンパルスの立ち上がりにより明らかである。これらの異常分散領域では DFDF の分散減少効果が大きく影響し分散フラット効果の影響は少ない。その状態で零分散領域を伝搬して、正常分散領域に移るとスペクトルの波長幅が著しく広がる原因となる⁴⁾(図 6 の 2.2km 付近におけるスペクトル広がりを見参照のこと)。正常分散領域では逆に DFDF の分散フラット効果が大きく影響し、分散減少効果の影響は少なくなる。

次に、周波数チャープという見知から SC 発生機構を調べると、図 7 に示すように異常分散領域($z=2.1\text{km}$)では、時間パルスはまだ広く、傾斜が小さい。零分散付近($z=2.25\text{km}$)、すなわち、異常分散から正常分散に移ってからわずかのところでは高ピークパワーの断熱的なソリトン圧縮パルスのため、正常分散効果により傾きは大きい。また、パルスの裾の付近の時間領域では高次分散(3,4,5 次分散)の影響のため振動がある。さらに正常分散領域を進むと($z=2.4\text{km}$)、パルス幅が広くなり、傾きは小さくなるが、広い範囲でほぼ線形となる。このことは SC 発生後にチャープ補償するという点で都合がいい。また、振動が抑圧されているので、高次分散の影響も少ない。

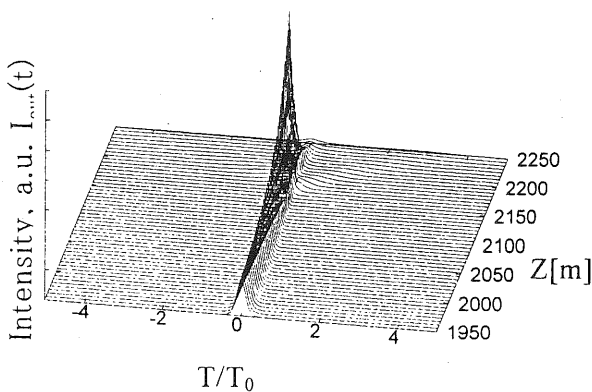


図 5 パルスの時間波形

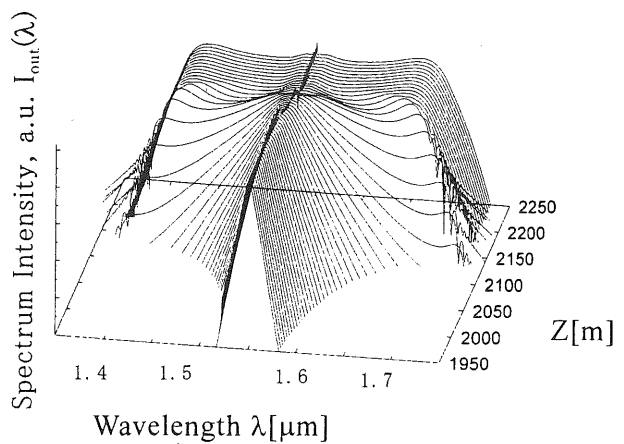


図 6 スペクトルの伝搬波形

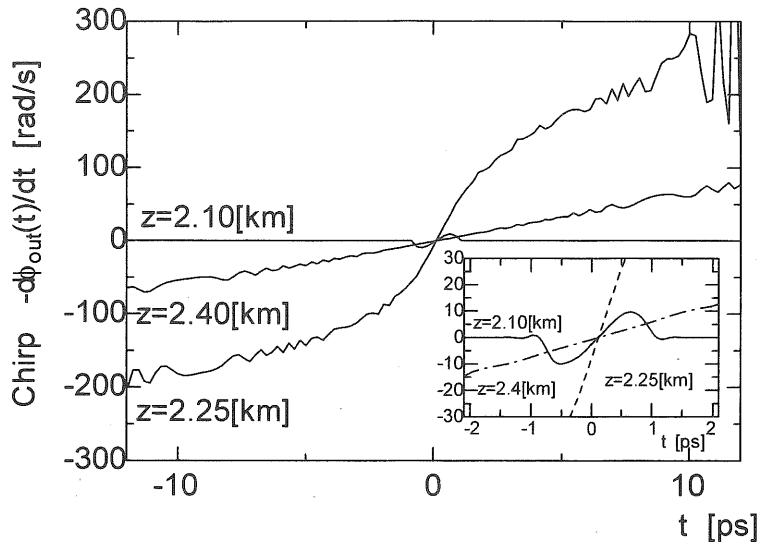


図7 周波数チャープ特性

3.3 高次非線形の影響

零分散波長付近のフェムト秒($f_s=10^{-15}$ [s])オーダーの超短パルスをファイバー中に伝搬させると高次非線形の影響を無視できない¹⁷⁾。分散減少ファイバーを用いたSC発生もその例外ではない。これは、ファイバーの分散減少効果により、伝搬中のソリトンパルスは入射時にpsオーダーであっても零分散付近においては数10[fs]オーダーにまで断熱圧縮されるためである。

高次非線形の効果を見るため、図8に $z=2.4$ [km]伝搬後のSCスペクトル強度を、図9に伝搬中の波長幅を示す。実線は2.1節で示した特性を有するDFDFで式(1)のすべての高次非線形(自己急峻化、SRS)の効果を検討、破線はそれらの非線形効果を除いた場合、一点鎖線は自己急峻化効果のみを検討した場合をそれぞれ示す。なお、波長幅はピークから20[dB]低下した値である。図8からSCスペクトルの肩の部分に高次非線形の影響がわずかに現れていることがわかる。波長幅がより広がるとこの影響は更に拡大される可能性がある。次に、図9よりSC発生は零分散より異常分散領域で生じることが明らかである。これは、前節の図6において詳述したように、上に凸な波長分散特性を有するファイバーでは入射中心波長付近においてまだ正常分散領域に入っていないが、入射中心波長から離れた波長域では既に正常分散による位相変調が生じていることを意味している。また、高次非線形の影響が、 $z=2.1$ [km]前の断熱圧縮時とSC発生直後の零分散領域直前で生じていることがわかる。これは、断熱的ソリトン圧縮により短パルス化、高ピークパワー化して高次の非線形(SRS)の効果が顕著になったためと考えられる。

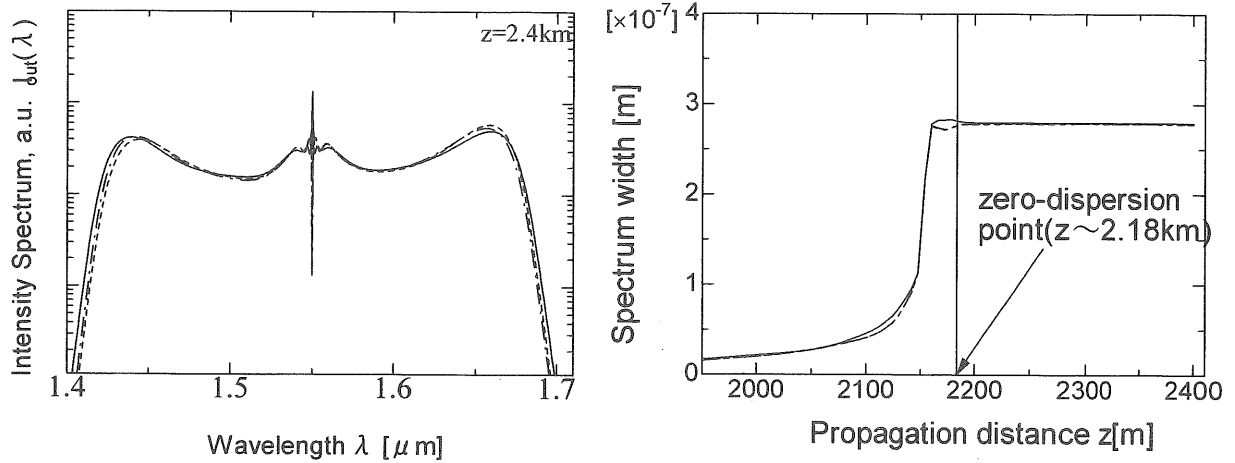


図 8 SC 発生時における高次非線形効果の影響 図 9 伝搬距離におけるスペクトル幅変動

4 SC 発生の実験と数値解析

4. 1 実験系

実験で用いた DFDF の特性を図 10 および表 2 に示す。DFDF の入射側(IN)と出射側(OUT)をそれぞれ 2m ほど切断して干渉法により測定した結果、図 10 に示すような波長分散特性が得られた。また、DFDF に添付されていた特性表および実験結果より伝搬方向の分散値はほぼ直線状に変動することがわかっている。このように曲線の極値点を直線で結んで零分散になる点を求めると、この DFDF(SC ファイバー)の中心波長を読みとることができる。図 11 にこの DFDF の波長分散特性モデルを 図 12 に入射中心波長における分散値変動を示す。表 2 にこの曲線から読み取った値やその他の測定値を示す。また、この実験に用いた DFDF の波長分散平坦性 $\Delta\lambda_D$ (2.1 節、図 1 を参照のこと)は 150[nm]である。

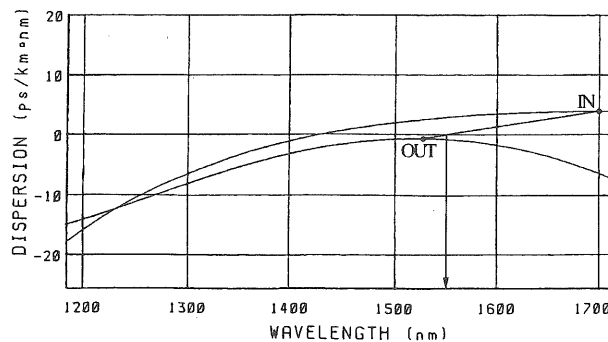


図 10 SCファイバの波長分散特性

表 2 ファイバの諸量

	Input end	Output end
Dispersion[ps/km·nm]	+4.01 (@1700nm)	-0.59 (@1528nm)
//	+2.84 (@1550nm)	-0.98 (@1550nm)
MFD	6.21 μm	6.38 μm
Cutoff wavelength	941 nm	910 nm
Fiber length	3.075km	
Zero-dispersion point	2.682km (@1550nm)	
Loss	0.219dB/km (@1555nm)	

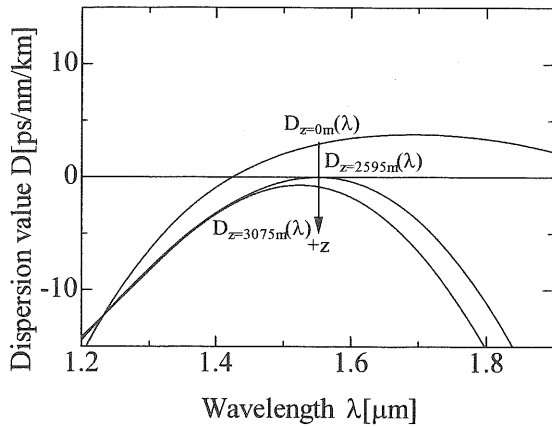


図 10 DFDF の波長分散特性モデル

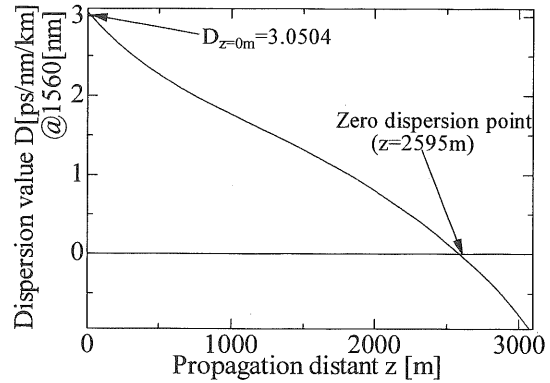


図 11 入射中心波長における分散値変動

SC 発生のための実験系の概略を図 1 2 に示す。光源にはモードロックファイバーリングレーザー (Mode Locked-Fiber Ring Laser, ML-FRL) を用いた。光源から出射する光パルスは中心波長が約 1535~1565[nm]の範囲で可変であり、そのパルス幅は約 3~8[ps]で sech^2 形である。ML-FRL からの光パルスのパワーは Er^{3+} ドープファイバー増幅器 (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA) を用いて平均パワーを 275[mW]に増幅した。EDFA からの光パルスには光増幅用の励起光が混入している。そのため、3[nm]のバンドパスフィルタ (BPF) によって所望の波長を選択しフィルタリングした。光パルスのピークパワーは可変光減衰器 1 (ATT1) によって変えた。光パルスの波形は図 1 3 に示すように自己相関器によって観測し、中心波長が 1560[nm]のとき、パルス幅は 5.869[ps]となった。また、スペクトルはスペクトルアナライザによって観測した。

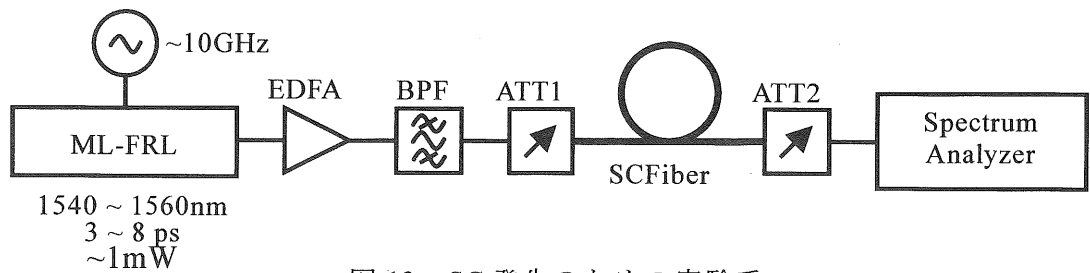


図 12 SC 発生のための実験系

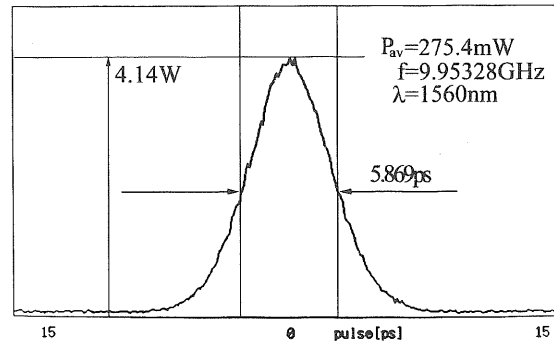


図13 自己相関器で得られた時間パルス(ATT1通過後)

4. 2 誘導ラマン散乱(SRS)効果の影響

SRS の効果の影響を調べるため、SRS 項を直線近似した場合とローレンツ関数で近似した場合の解析をおこない実験結果と比較した。4.1 節で述べた特性を持つ DFDF に、入射中心波長 1560nm、パルス幅 5.869ps、ピークパワー0.5207W の sech^2 の TL 光パルスを入射した。その結果を図 14 に実験結果(実線)、ローレンツ関数モデルによる数値解析結果(破線)、直線近似した数値解析結果(一点鎖線)をそれぞれ示す。ローレンツ関数を用いた解析結果は直線近似した解析結果と比較して、その違いが明らかである。1485nm 付近におけるスペクトルの肩の部分に注目すると、その形状が実験によるスペクトル形状に近くなることからこの数値解析の妥当性を確認した。

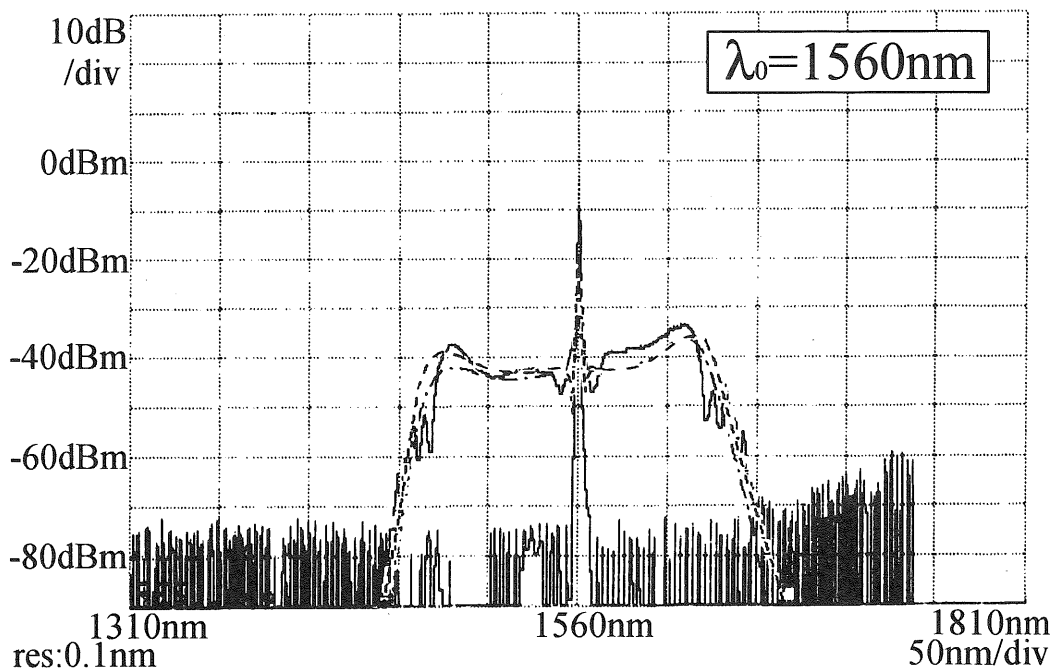


図14 出力 SC スペクトル

4. 3 入射ピークパワー特性

図15に入射ピークパワーとSCスペクトル幅の関係を実験結果(●)、数値結果(○)について示す。スペクトル幅はSCスペクトル分布のピーク値から20dB低下した幅 nm をとっている。この図より、入射ピークパワーを上げるとこの図の範囲では出射されるスペクトル幅は増大する傾向がわかる。さらに、SC発生が起こるための最小値が数値解析(0.3W)でも実験(0.33W)でも存在することが明らかになった。また、実験値が数値解析よりも狭いが、この傾向はノイズの影響や有限な繰り返し周波数のためと考えられる。

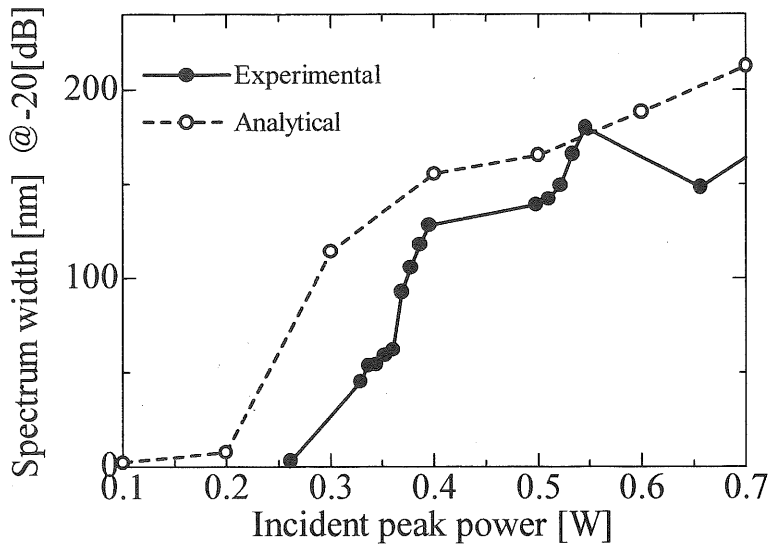


図15 入射ピークパワーに対するスペクトル幅の変動

4. 4 入射中心波長特性

異なる波長に対するSCスペクトルの変化を調べるため、4.1節で示した特性を持つDFDFを用いて5種類の入射波長についてSCスペクトルを測定した。それらの実験結果を図16に数値解析結果を図17に示す。図16, 17は1540~1560[nm]の範囲で5[nm]づつ中心波長を変えたときのスペクトル波形を重ねたものである。入射中心波長が変わるとスペクトル波形全体が歪み、中心波長を対称軸とする長短波長への対称性が崩れることが予想された。しかし、出射されるスペクトル領域は入射波長の違いによる変動が小さく、入射波長のずれによるSCスペクトルの変化は許容誤差の範囲であることが実験と数値解析の両方によりわかる。このことはSCファイバーの波長分散特性、波長分散変動などの静的な特性によって出射スペクトルが大略決定されることを意味する。

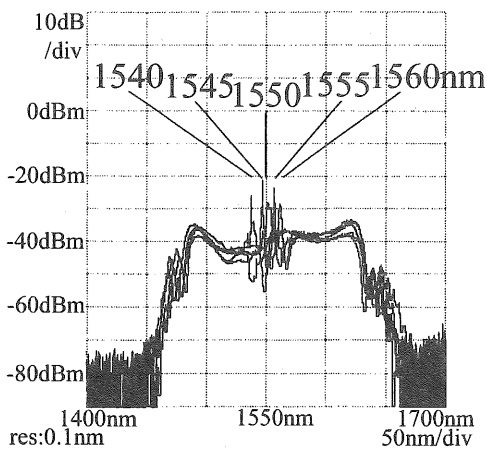


図 16 実験による 5 波長 SC スペクトル発生

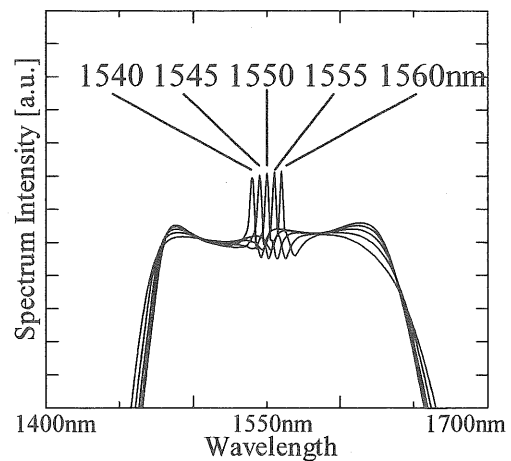


図 17 入射中心波長が異なる 5 波長 SC スペクトル発生の数値解析結果

4. 5 数値解析による考察

ここでは、4.1 節で考察した DFDF ($\Delta\lambda_D=150\text{nm}$) を用い、入射ピークパワー(P_0)、入射パルス幅(T_0)を同時に変えて SC スペクトルを数値解析した。その 3 次元プロットの結果を図 18 に示す。図中の $N=1,2$ の線はソリトン次数(2.2 節で詳述)、二重丸は 4.1 節の入射パラメータを示す。SC スペクトルの一様性として平坦部分のスペクトル変動 (以下スペクトル平坦性と呼ぶ) が 20dB 以下 (●印)、20dB 以上 (▲印) を区別している。また、2.1 節で示した波長分散特性がより平坦な DFDF ($\Delta\lambda_D=180\text{nm}$) についても行った (図 19)。二重丸は 3.1 節の入射パラメータを示す。なお、波長幅は全てスペクトルのピークから 20dB 低下した値である。図 18, 19 の結果より、入射ピークパワー、パルス幅ともに SC 発生が起こるための条件が存在することがわかった。また、図 18 より、ある程度の入射パルスエネルギーを超えると強度平坦性が得られないことが明らかである。これは、図 20、21 に示すように高次非線形(主に SRS)の影響により零分散領域以前において断熱的ソリトン圧縮パルスが分裂するためである。さらに、図 19 の結果より波長分散特性がより平坦な DFDF を用いるとより広帯域な SC スペクトルが得られることが示された。高ピークパワーをもつ短光パルスを入射させると、SC スペクトル強度分布の対称性が劣化する。これは入射ピークパワー(P_0)を大きく(入射パルス幅(T_0)を狭く)すると零分散領域以前で断熱的ソリトン圧縮パルスに対する高次非線形(主に SRS)の影響が顕著に現れるためであると考えられる。これらのことを考慮することにより、DFDF を用いた SC スペクトル広帯域化のための入射パルスパラメータとファイバーの条件が明らかになった。

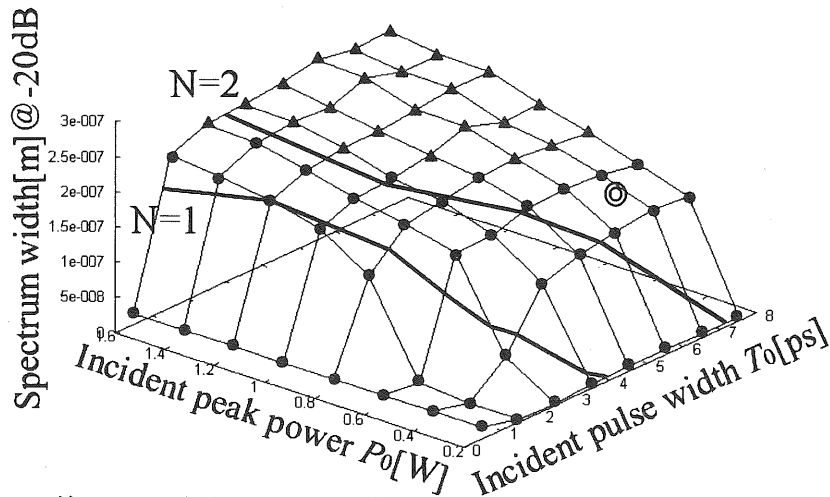


図18 4.1節で示した実験用DFDFの入射パルスパラメータ特性 ($\Delta\lambda_D=150\text{nm}$)

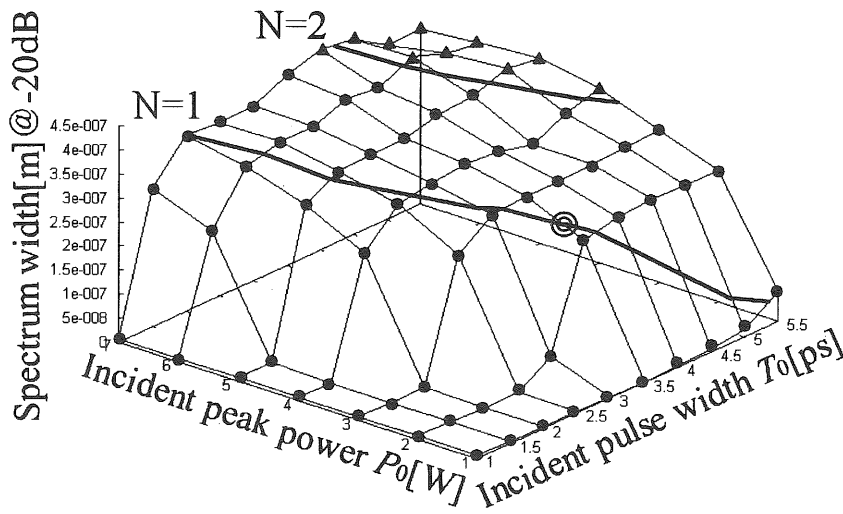


図19 2.1節で示したDFDFの入射パルスパラメータ特性 ($\Delta\lambda_D=180\text{nm}$)

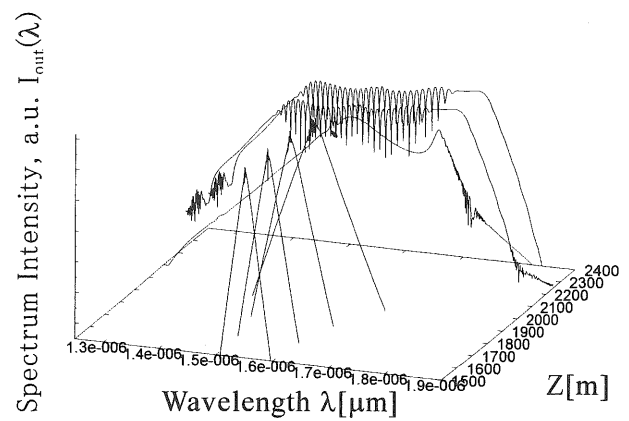
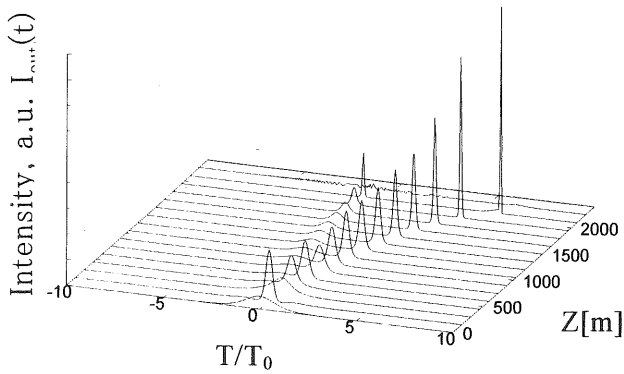


図20 高次非線形効果によるパルスの分裂 図21 分裂パルスにおけるSCスペクトル

5 結言

DFDF を用いた、SRS 効果を開数近似した厳密な数値解析を行い、実験と比較し妥当性を示した。入射ピークパワー、パルス幅に SC 発生が起こるための条件が存在することがわかった。入射中心波長特性により DFDF の静的な波長分散特性により、出射スペクトルが大略決定されることがわかった。さらに、波長分散特性がより平坦な DFDF を用いることにより広帯域な SC スペクトルが得られることも示された。これらの結果より、DFDF を用いた SC スペクトル広帯域化のための入射パルスパラメーターとファイバーの条件が明らかになった。このようなスペクトルのコヒーレンス特性を調べて、WDM 用光源及び超高速スイッチングへの応用を検討するのが今後の課題である。

本研究を行うにあたり、実験に御協力いただいた本学大学院卒業生（現在日本航空電子工業株式会社勤務）河野健司君、NTT 未来ねっと研究所の関係各位、本研究で使用した DFDF をご提供頂いた住友電気工業（株）横浜研究所の関係各位に感謝する。さらに、計算機シミュレーションに御協力いただいた、本学大学院博士前期課程 1 年次荒井将君、学部 4 年次吉田真士君、計算機環境をご提供頂いている北海道大学工学部汎用シミュレータ施設丸山澄夫技官には心より感謝申し上げる。また、ご理解を頂いている本学材料物性工学科所属研究室の諸先生方には心より感謝申し上げます。終始ご助言を頂いている九州工業大学情報工学部電子情報工学科、今井洋助教授に謝意を表する。最後に、本研究の実施にあたり、ご指導を頂いている本学電気電子工学科、今井正明教授に深く感謝する。

参考文献

- 1) R. R. Alfano ed.: *The Supercontinuum Laser Source*, (Springer-Verlag, New York, 1989).
- 2) 猿渡正俊: "光ファイバによるスーパーコンティニュームの発生と応用," 光学, 26 (1997) 97-98.
- 3) S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake and K. Mori: "3 Tbit/s (160 Gbit/s \times 19 channel) OTDM-WDM transmission experiment," *Proc. OFC/IOOC 1999* (1999) PD1.
- 4) K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari and T. Morioka: "Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fiber with convex dispersion profile," *Electron. Lett.*, 33 (1997) 1806-1807.
- 5) T. Okuno, M. Onishi and M. Nishimura: "Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10 (1998) 72-74.
- 6) F. Futami, Y. Takushima and K. Kikuchi: "Generation of Wideband and Flat Supercontinuum over a 280-nm Spectral Range from a Dispersion-Flattened Optical Fiber with Normal Group-Velocity Dispersion," *IECE Trans. Electron.*, E82-C (1999) 1531-1538.

- 7)H. Sone T. Kawano, M. Imai and Y. Imai: "Numerical Analysis of Supercontinuum Generation in a Dispersion Flattened/Decreasing Fiber," *Proc. APCC/OECC 1999* (1999) pp.357-360.
- 8)J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz: "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm," *Opt. Lett.*, 25 (2000) 25-27.
- 9)T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell: "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Opt. Lett.*, 25 (2000) 1415-1417.
- 10)T. Arai, H. Sone, M. Imai and Y. Imai: "Enhancement of Supercontinuum Spectrum Generation Due to Cross-Phase Modulation in a Dispersion-Flattened/Decreasing Fiber," *Tech. Digest OFC 2001* (2001) to appear.
- 11)B. Gross and J. T. Manassah: " The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum," *Phys. Lett. A*, 160 (1991) 261-270.
- 12)L. B. Jeunhomme: *Single-Mode Fiber Optics*, (Marcel Dekker, 1990) Chap.4.
- 13)G. P. Agrawal: *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd ed., (Academic Press, New York, 1995) Chap.2.